09; 10

Журнал технической физики, т. 61, в. 1, 1991

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КРИВОЛИНЕЙНОГО ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ СОБСТВЕННЫМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А. Б. Драганов, Н. Я. Коцаренко, А. А. Силивра

Параметрическое усиление и генерация электромагнитных волн в релятивистских электронных потоках (РЭП) интенсивно исследуются с целью получения коротковолнового излучения [1, 2]. При этом в качестве накачки обычно используется периодическое магнитостатическое поле, создаваемое внешними токами. Однако нескомпенсированный по току РЭП электроны которого движутся во внешнем периодическом магнитостатическом поле по криволинейным траекториям, создает собственное также периодическое магнитное поле. Это приводит к изменению общего магнитостатического поля, действующего на электроны РЭП [3].

Как показано ниже, даже в отсутствие внешней накачки собственное периодическое магнитное поле РЭП, электроны которого движутся по спиральным траекториям в продольном магнитном поле H_0, может выступать в качестве накачки. При этом могут реализовываться все известные режимы работы лазеров на свободных электронах.

В качестве модели рассмотрим нескомпенсированный по поперечным компонентам тока безграничный релятивистский поток электронов, движущихся по спиральным траекториям в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0=\{0,\ 0,\ H_0\}$ с одинаковыми начальными фазами. Считаем, что криволинейность электронных траекторий достигается инжекцией электронов под углом к магнитному полю, при этом угол инжекции определяет шаг создаваемой электронным потоком периодической накачки. Стационарное состояние электронного потока с учетом его собственного магнитного поля можно определить из уравнения движения электронов и уравнения Максвелла

$$v_{\parallel}\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dz}=-\frac{e}{m\gamma c}\,[\mathbf{v}\times(\mathbf{H}_0+\mathbf{H}_{\perp})],\quad \mathrm{rot}\,\mathbf{H}_{\perp}=-4\pi e n_b\frac{\mathbf{v}_{\perp}}{c}, \tag{1}$$

где релятивистский фактор $\gamma=(1-(v_{\parallel}^2+v_{\perp}^2)/c^2)^{-1/2}$ и плотность потока n_b являются заданными параметрами РЭП, а соотношение между продольной $v_{\parallel}$ и поперечной $v_{\perp}$ скоростями определяется углом инжекции пучка φ по отношению к фокусирующему магнитному полю $\mathbf{H}_0$: $v_{\perp}/v_{\parallel}=\mathrm{tg}\,\varphi$.

Решение (1) определяет поле скоростей электронов

$$\mathbf{v}=\{v_{\perp}\cos k_w z,\quad v_{\perp}\sin k_w z,\ v_{\parallel}\} \tag{2}$$

и создаваемое им магнитное поле

$$\mathbf{H}=\{H_w\cos k_w z,\ \ H_w\sin k_w z,\ 0\}, \tag{3}$$

где величина H_w и период $2\pi/k_w$ связаны с исходными параметрами пучка следующим образом:

$$H_w=\frac{1}{2}H_0\left(1-\sqrt{1-\alpha^2}\right)\mathrm{tg}\,\varphi,\quad k_w=\frac{\omega_H}{2\gamma v_{\parallel}}\left(1+\sqrt{1-\alpha^2}\right),$$

$$\omega_H=\frac{eH_0}{mc},\quad \alpha^2=16\pi n_b\gamma m v_{\parallel}^2/H_0^2. \tag{4}$$

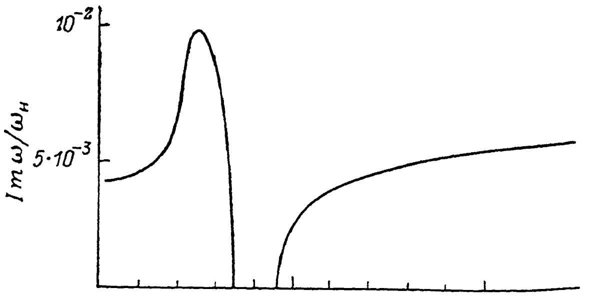
Магнитостатическое поле (3) по виду совпадает с обычно используемым полем накачки вигглера, причем при $\alpha^2\ll 1$, как видно из (4), $H_w\sim n_b$.

Далее, линеаризуя уравнения Максвелла и релятивистское уравнение движения для электронов относительно малых отклонений $\delta\mathbf{E}$, $\delta\mathbf{H}$, $\delta\mathbf{v}$ на фоне стационарного состояния (2), (3), получаем дисперсионное уравнение для волн в рассматриваемой системе, которое при малом $\beta_{\perp}^2\omega_b^2/(\gamma\omega_H^2)\ll 1$ можно представить в виде

$$D_{\text{ВПЗ}}(\omega,\ k)\cdot D_{+}(\omega,\ k-k_w)\cdot D_{-}(\omega,\ k+k_w)=\beta_{\perp}^2\cdot Q(\omega_b,\ \omega,\ k). \tag{5}$$

Здесь $D_{\text{ВПЗ}}(\omega,\ k)=0$ определяет закон дисперсии волн пространственного заряда $(\omega-kv_{\parallel}=\pm\omega_b/\gamma^{3/2})$; $D_{\pm}=0$ — электромагнитных волн левой и правой поляризаций, связанных с циклотронными волнами ($\omega - kv_\parallel \pm k_w v_\parallel \approx \pm \omega_H/\gamma$); $\omega_b^2 = 4\pi n e^2/m$; $\beta_\perp = v_\perp/c$; коэффициент связи между волнами Q имеет громоздкий вид, аналогичный приведенному в [4]. Следует отметить, что решение для поля продольной волны искалось в виде $E_z \sim e^{i(\omega t - kz)}$, а для поля поперечных волн в виде $E_x \pm iE_y \sim e^{i(\omega t - kz \pm k_w z)}$, т. е. дисперсионные зависимости поперечных волн испытывают параметрический сдвиг на $\pm k_w$ за счет воздействия периодического магнитостатического поля (3), создаваемого самим РЭП.

Наличие этого сдвига приводит к тому, что в случае РЭП относительно малой плотности, транспортируемого в достаточно сильном магнитном поле $\alpha^2 \ll 1$, возникает связь быстрой и медленной циклотронных волн между собой и с волнами пространственного заряда. В самом деле, поскольку, как следует из (4), $k_w v_\parallel - \omega_H/\gamma = (\omega_H/2\gamma)(\sqrt{1-\alpha^2} - 1) \ll \omega_H/\gamma$, то зависимости $\omega = \omega(k)$ для всех четырех волн близки к $\omega = kv_\parallel$. В результате параметрическая связь между волнами приводит к возникновению неустойчивости в широкой области частот. В пределе высоких частот ($\omega \gg \omega_H/\gamma$) из (5) можно получить асимптотическое значение инкремента неустойчивости, который оказывается независящим от частоты,



$$-\mathrm{Im}\,\omega \approx \beta_\perp \beta_\parallel^{1/2} \omega_b. \qquad (6)$$

Широкополосная неустойчивость [5, 6] представляет собой по сути распад циклотронной волны нулевой частоты, возбуждаемой при инжекции электронного пучка под углом к магнитному полю, на быструю и медленную циклотронные волны. Поскольку дисперсионные кривые для быстрой и медленной волн близки к параллельным прямым, то при их параметрическом совмещении они совпадают по всей длине, т. е. их частота синхронизма может быть произвольной. Другими словами, верхний предел частоты синхронизма ограничен областью применимости исходных уравнений (выше, в частности, пренебрегалось тепловым разбросом электронов по скоростям).

На рисунке приведен инкремент широкополосной неустойчивости, полученный путем численного решения дисперсионного уравнения (5) при значениях параметров $\omega_H = 2\cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ $\omega_b = 2\cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $\gamma = 3$, $\beta_\perp = 0.34$, близких к экспериментально реализуемым [1, 2].

Сложная зависимость инкремента неустойчивости в области низких частот обусловлена влиянием электромагнитной волны ($\omega \approx (k - k_w)c$) и особенностями спектра взаимодействующих волн. Действительно, за счет наличия собственного магнитного поля (3) в данной системе также возможна неустойчивость, обусловленная связью электромагнитной волны с волной пространственного заряда (этот механизм лежит в основе работы лазеров на свободных электронах, часто его называют ондуляторным). Данный синхронизм имеет место на частоте

$$\omega \approx \frac{k_w v_\parallel}{1 - \beta_\parallel} = \frac{\omega_H}{\gamma(1 - \beta_\parallel)} \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha^2}}{2}. \qquad (7)$$

В отсутствие других волн указанная неустойчивость имеет инкремент

$$-\mathrm{Im}\,\omega = \frac{\sqrt{2}}{4} \beta_\perp \sqrt{\frac{k_w v_\parallel \omega_b}{\gamma^{1/2}(1 - \beta_\parallel^2)^{1/2}}}. \qquad (8)$$

Кроме этого, на частоте

$$\omega \approx \frac{2k_w v_\parallel - \omega_H/\gamma}{1 - \beta_\parallel} = \frac{\omega_H}{\gamma(1 - \beta_\parallel)} \sqrt{1 - \alpha^2} \qquad (9)$$

возникает синхронизм электромагнитной волны с медленной циклотронной волной, что приводит к развитию неустойчивости с инкрементом

$$-\mathrm{Im}\,\omega \approx \frac{\omega_b \omega_H \gamma^{1/2} \beta_\perp^2}{k_w v_\parallel - \omega_H/\gamma}. \qquad (10)$$

Как видно из (7), (9), в рассматриваемом случае ($\alpha^2 \ll 1$) частоты этих неустойчивостей оказываются близкими между собой и примерно равны частоте неустойчивости МЦР (мазеров на циклотронном резонансе). Однако, как известно [6], в рассматриваемой модели неустойчивость типа МЦР развивается только при выполнении условия $1-\beta_{\parallel} < \beta_{\perp}^2$. Таким образом, в данном случае (см. выше численные оценки) она вовсе не существует. Наложение этих неустойчивостей на исследуемую широкополосную и приводит к появлению максимума на зависимости инкремента от частоты (следует отметить, что широкополосная неустойчивость в данной системе возникает только в случае малости параметра $\alpha^2 \ll 1$, указанные же неустойчивости (8), (10) существуют и при больших значениях $0 < \alpha^2 < 1$, при этом соответственно сдвигаются частоты синхронизма (7), (9)). Провал, следующий за максимумом, обусловлен перестройкой дисперсионной зависимости быстрой циклотронной волны за счет ее связи с электромагнитной волной в линейном (непараметрическом) приближении.

Следует отметить, что аналогичная задача рассматривалась в [8], где, однако, электронный пучок считался скомпенсированным по току, т. е. не учитывалось влияние создаваемого пучком магнитостатического поля, осуществляющего, как показано выше, связь между волнами. Это и приводит, по-видимому к тому, что в работе [7] обнаружена неустойчивость лишь в полосе частот $\omega_H/(\gamma(1+\beta_{\parallel})) \leqslant \omega \leqslant \omega_H/(\gamma(1-\beta_{\parallel}))$.

Для обоснования применимости одномерной модели (1) при вычислении поля $H_{\perp}$ сравним значение магнитного поля, создаваемого безграничным в поперечном направлении РЭП (3), с полем, создаваемым на оси, ограниченным по радиусу цилиндрическим РЭП, при тех же значениях параметров пучка n_b, γ, $\beta_{\perp}$. Для поля $H'_{\perp}$ на оси цилиндрического РЭП радиуса r_b получаем

$$H'_{\perp} = H_w(1 - aK_1(a)), \tag{11}$$

где $a = k_w r_b$, $K_1(x)$ — функция Макдональда.

Как следует из (11), при $a \gtrsim 1$ поле $H'_{\perp} \approx H_w$, что подтверждает пригодность использованной одномерной модели для ограниченных пучков.

Таким образом, электронный пучок, инжектированный под углом к магнитному полю, создает собственное магнитостатическое поле, приводящее к возникновению неустойчивости электромагнитных волн, в широком диапазоне частот, что может представить интерес для целей генерации и усиления электромагнитного излучения.

Список литературы

[1] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах / Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Мир, 1983. 260 с.
[2] *Маршалл Т.* Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 238 с.
[3] *Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 913—917.
[4] *Коцаренко Н. Я., Силивра А. А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 7. С. 926—928.
[5] *Драганов А. Б., Коцаренко Н. Я., Силивра А. А.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1489—1493.
[6] *Железняков В. В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. № 1. С. 57—66.
[7] *Коцаренко Н. Я., Кошевая С. В., Федорченко А. М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 5. С. 767—772.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
25 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
14 ноября 1989 г.

02 *Журнал технической физики, т. 61, в. 1, 1991*

НОВАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ФАКТОРА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

М. Ю. Барбашов, В. А. Горелик

В настоящее время задача количественного оже-анализа считается практически решенной [1]. Эта оценка касается, по-видимому, принципиальной стороны вопроса при требованиях к точности анализа порядка 5 %. В то же время известны прикладные задачи, в которых